Verschiebung von Absorptionslinien durch Fremdgase; Berechnung der Wirkungsquerschnitte von Edelgasen gegen sehr langsame Elektronen.

Inaugural-Dissertation

zur

Erlangung der Doktorwürde

der

Hohen Philosophischen Fakultät der Universität Rostock

vorgelegt von

ADOLF-FRIEDRICH BRANDT
aus Wittenförden.

1934.

Buchdruckerei Richard Beckmann, Rostock i. Meckl., Schröderstr. 17.

Referent: Herr Professor Dr. Chr. Füchtbauer.

Tag der mündlichen Prüfung: 1. Dezember 1934.

R. UNIV.
BIBLIOTHEEK
LEIDEN

Einleitung.

In den früheren Arbeiten über die Druckverbreiterung und Druckverschiebung von Spektrallinien durch Fremdgase wurden meistens die ersten Glieder der Alkalihauptserien untersucht, so von Chr. Füchtbauer und F. Gössler[1]) beim Cäsium 1s—2p bis 1s—4p, von F. Gössler und H. E. Kundt 1s—5p.[2]) Man fand, daß die Verschiebung mit zunehmendem Serienglied wächst. Beim Argon geht sie immer nach Rot. Alle anderen Gase verschieben für die ersten beiden Serienglieder auch nach Rot, für die höheren nach Violett. Analog nimmt auch die Halbwertsbreite mit wachsender Gliednummer zu. Es wurde nun vermutet, daß die Verschiebung nicht dauernd mit dem Serienglied zunimmt, sondern daß sie sich einem Grenzwert nähert. Deshalb wurde in der vorliegenden Arbeit die *Verschiebung der hohen Serienglieder beim Kalium* durch die Fremdgase *Helium, Neon und Argon* untersucht. Dieselbe Untersuchung führte P. Schulz beim Natrium durch.[3]) Es zeigte sich, daß Kalium und Natrium demselben Grenzwert zustreben, was auch E. Amaldi und E. Segrè[4]) fanden. E. Fermi[5]) hat für die Verschiebung am Serienende eine Theorie aufgestellt, in der er die Verschiebung mit dem Wirkungsquerschnitt des Störgases und der Dielektrizitätskonstanten in Zusammenhang bringt. Es kann also der Wirkungsquerschnitt aus rein spektroskopischen Messungen bestimmt werden.

[1]) Chr. Füchtbauer und F. Gössler ZS. f. Phys. **87**, 89, 1933.
[2]) F. Gössler und H. E. Kundt, ZS. f. Phys. **89**, 63, 1934.
[3]) Chr. Füchtbauer, P. Schulz und A. F. Brandt, ZS. f. Phys. **90**, 403, 1934.
[4]) E. Amaldi und E. Segrè, Cim. **11**, 145, 1934.
[5]) E. Fermi, Cim. **11**, 157, 1934.

Außerdem wird in dieser Arbeit über Druckverbreiterung und Druckverschiebung der *Silberresonanzlinie* $1s-2p_1$ (3281 Å) mit den Störgasen *Helium, Neon, Argon, Stickstoff und Wasserstoff* berichtet werden.

Versuchsanordnung.

Als kontinuierliche *Lichtquelle* wurde eine Kohlebogenlampe mit verkupferten Kohlen benutzt. Sie lieferte ein gleichmäßiges Kontinuum und die für Ausmessung der Verschiebung notwendigen scharfen Vergleichslinien. Das Kontinuum zeigte einen geringen Abfall nach der violetten Seite des Spektrums, der bei Verschiebungsaufnahmen keinen Einfluß hat, bei den Breitenaufnahmen aber in Rechnung gestellt werden mußte. Die Belichtungszeiten betrugen beim Kalium $^1/_2$ Stunde, beim Silber 1 bezw. 4 Stunden. Die Kohlebogenlampe wurde durch einen Quarz-Flußspatachromaten in die Mitte des Absorptionsrohres und dann durch einen zweiten auf den Spalt abgebildet.

Das *Absorptionsrohr* war beim *Kalium* ein Stahlrohr von 20 mm lichter Weite und 1600 mm Länge. Verschlossen wurde dieses durch zwei Quarzplatten, die von heiß auf das Stahlrohr aufgezogenen Verschlußkappen gehalten wurden. An den Enden des Rohres waren Wasserkühlungen angebracht, die Wärme und Alkalidämpfe von den Quarzplatten fernhielten. Die mittleren 1300 mm des Rohres lagen in einem elektrischen Ofen. Dieser hatte zur Heizung zwei durchgehende, bifilare und außerdem an den Enden zwei besondere Wicklungen. Mit Hilfe der Endwicklungen konnte die Temperatur (ungefähr 400 Grad) des Rohres über einen Meter vollkommen gleichmäßig gehalten werden. Die Temperatur wurde mit einem Silber-Konstantan-Thermoelement in Verbindung mit einem Millivoltmeter gemessen, da sie in die Dichteumrechnung eingeht. Wegen der großen Rohrlänge genügten verhältnismäßig niedrige Temperaturen.

Beim *Silber* bestand das Absorptionsrohr aus einem Quarzrohr mit aufgeschmolzenen Planplatten. Dieses 380 mm lange und 25 mm weite Rohr mußte in einem Platinbandofen (650 mm lang) auf eine Temperatur von ungefähr 800 Grad erhitzt werden, um die für das Silber nötige Absorption zu erhalten. Die Temperatur wurde hier mit einem Platin-Platinrhodiumthermoelement in Verbindung mit demselben Millivoltmeter gemessen.

Die *Druckablesung* geschah in beiden Fällen mit einem Vaku-Manometer (−1 bis +10 Atm.) von der Firma Eckhardt, Stuttgart-Cannstatt. Die Ablesungsgenauigkeit ist ±0,05 Atm.

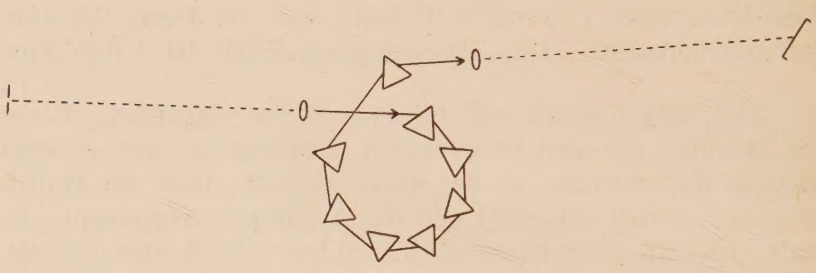
Das *Metall* wurde auf folgende Weise eingeführt. Bevor das Stahlrohr mit den Quarzplatten verschlossen war, wurden mehrere *Kalium*stücke in der Röhre verteilt, dann die Platten möglichst schnell aufgesetzt und die Apparatur ausgepumpt. Es hatte sich dann zwar eine Oxydschicht über dem Kalium gebildet, die aber beim Erhitzen zersprang. Das *Silber* konnte dagegen in Form von kleinen Drahtenden durch ein Ansatzrohr in die Quarzröhre gebracht werden und wurde dann gleichmäßig über die ganze Rohrlänge verteilt.

Der *Spektograph* lieferte bei einer Brennweite von 3000 mm und $2^1/_2$ Quarzprismen in Autokollimation eine Dispersion von 1,08 bis 0,85 Å/mm für das *Kalium*serienende (2970 bis 2860 Å).

Für die *Silber*linie (3280,67 Å) wäre die Dispersion dieses Apparates bei der benutzten Versuchsanordnung zu klein gewesen; denn der Fremdgasdruck konnte nicht über 10 Atm. gesteigert werden. Bei der hohen Temperatur von 800 Grad läßt die mechanische Festigkeit des Quarzes schon merklich nach. Deshalb wurde ein Spektograph mit acht Quarzprismen und einer Brennweite von 3000 mm provisorisch gebaut. Dieser hatte für 3281 Å die genügende Dispersion von 0,605 Å/mm. Auf fünf Zementsockeln standen Spalt, 2 Linsen, Prismen und Kassette erschütterungsfrei. Der einfallende Strahl wurde durch die acht Prismen insgesamt um 354 Grad abgelenkt. Die Prismen waren ungefähr kreisförmig angeordnet. Nach dem achten Prisma verlief also der Strahl nahezu parallel dem einfallenden. Die Minimumstellung der Prismen wurde optisch vorgenommen.

Figur 1 gibt eine schematische Darstellung des Spektographen. Leider zeigten fast alle Prismen einzeln Fehler. So ließ sich ein Begleiter auf der langwelligen Seite der Linie nicht vermeiden. Bei Verschiebungsaufnahmen hat dieser Fehler keinen Einfluß auf die Genauigkeit der Ergebnisse. Die Halbwertsbreite wird dagegen hierdurch, vor allem bei den schmalsten Linien,

Figur 1



etwas zu groß. Da sich die Temperaturabhängigkeit des Brechungsindex bei großer Dispersion besonders stark bemerkbar macht, mußte auf die Konstanthaltung der Temperatur bei den Prismen große Sorgfalt verwandt werden. Eine einfache Rechnung ergab, daß eine Temperaturänderung von 1 Grad eine Verschiebung von 0,18 mm auf der Platte hervorruft. Es mußte also der Raum bei den Prismen bis auf 0,1 Grad während der ganzen Aufnahme konstant gehalten werden. Zu diesem Zweck wurden die Prismen in einen wärmeisolierten Kasten gestellt und Ofen und Lichtquelle durch eine Wand vom Spektographenraum getrennt.

Die Aufnahmen wurden mit Eisenberger Ultrarapidplatten gemacht. Diese Plattensorte ist zwar nicht die empfindlichste in diesem Spektralgebiet [1]), besitzt aber eine sehr gleichmäßige und feinkörnige Schicht. Letzteres ist für das *Photometrieren,* das mit dem Waibelschen Photometer [2]) gemacht wurde, von großem Vorteil. Bei den Verschiebungsaufnahmen mißt man den Abstand des Maximums der Vergleichslinie von dem des Maximums der Absorptionslinie. Bei Breitenaufnahmen nimmt

[1]) W. Weizel und F. Gössler, ZS. f. techn. Phys. **12**, 587, 1931.
[2]) F. Waibel, ZS. f. Phys. **53**, 459, 1929.

man zugleich mit der Absorptionslinie eine Anzahl Marken bekannter Durchlässigkeit auf der Platte auf. Diese liefern die zur Ausmessung nötige Schwärzungskurve. Hierfür wurde ein Stufenfilter mit fünf platinzerstäubten Streifen von je 2 mm Breite benutzt. Die Durchlässigkeiten waren:

11%, 16%, 24%, 40%, 65,5% und der Quarz mit 100%.

Die benutzten *Edelgase* waren von der Gesellschaft für Linde's Eismaschinen freundlichst zur Verfügung gestellt und erwiesen sich als äußerst rein. Das war besonders für die Neonaufnahmen von großer Wichtigkeit.

Ausführung der Versuche.

Zuerst wurden die „unverschobenen" *Kaliumlinien* aufgenommen mit 0,25 Atm. des sehr wenig verschiebenden Neons in der Röhre, um ein Hinausdestillieren des Metalls und damit ein Beschlagen der Quarzfenster zu verhindern. (Hierfür ist eine Korrektur von 0,04 cm^{-1} bei den Ergebnissen angebracht). Dann wurden die Aufnahmen der verschobenen Linien mit entsprechend höheren Temperaturen gemacht. Die Linien wurden mehrere Male fortlaufend durchgemessen, indem man ihren Abstand von den Vergleichslinien und zugleich voneinander feststellte. Das Kontinuum hatte mehrere scharfe Vergleichslinien. Hierdurch war eine gute Kontrolle der Meßgenauigkeit gegeben. Die Differenz der Abstände der einzelnen Linien von den Vergleichslinien bei den Aufnahmen mit und ohne Druck lieferte dann die gesuchte Verschiebung. Auch hierbei zeigte sich die Überlegenheit des Waibelschen Photometers (l. c.) gegenüber anderen Methoden. Es konnte das Maximum der Absorptions- und der Emissions-Linie auf 1 bis 2 hundertstel mm genau festgelegt werden, während zum Beispiel ein Komparator wegen der Breite der Linien eine viel größere Ungenauigkeit liefert.

Analog wurden die Verschiebungsaufnahmen beim *Silber* behandelt, nur konnte hier die „Unverschobene" ohne Fremdgaszusatz aufgenommen werden, da die ganze Röhre im Ofen erhitzt

wurde, ein Hinausdestillieren durch das enge Ansatzrohr aber nicht nennenswert war. Während bei Verschiebungsaufnahmen eine möglichst geringe Absorption (bis auf 80 %) gewünscht wird, ist es für Breitenaufnahmen am günstigsten, wenn die Linien bis auf 20—25 % absorbiert sind. Nachdem durch einige Vorversuche mit einem Gas diese Absorptionstiefe erreicht war, konnten sofort die endgültigen Aufnahmen für die übrigen Gase gemacht werden, indem ich das beim Cäsium bekannte Verhältnis für die Verbreiterung der einzelnen Gase benutzte. Dieses ist zwar nicht direkt auf das Silber übertragbar, gab aber einen genügenden Anhalt. Beim Photometrieren der Linien wurden für den Plattenschleier 20, für das Kontinuum 10 und für jede Intensitätsmarke 5 Ablesungen gemacht. Die Linie selbst wurde in der Mitte von $^1/_{100}$ zu $^1/_{100}$ mm der Platte gemessen, weiter am Rande in größeren Abständen, bis der kontinuierliche Grund erreicht war. Aus den gemessenen Werten der Intensitätsmarken und ihren bekannten Durchlässigkeiten wurde die Schwärzungskurve gezeichnet (Schwärzung gegen log Intensität). Dann wurden die Schwärzungswerte der Linie berechnet und für diese die Intensitätswerte aus der Schwärzungskurve aufgesucht. Log I der Linie gegen die Plattenmillimeter aufgetragen ergibt den Verlauf des Absorptionskoeffizienten $n\varkappa$ nach den Formeln[1]):

$$I = I_0 \cdot e^{-\frac{4\pi n\varkappa l}{\lambda}}; \qquad n\varkappa = \ln \frac{I_0}{I} \cdot \frac{\lambda}{4\pi l} = \text{const.} \cdot \ln \frac{I_0}{I}$$

Aus der letzten Kurve kann man direkt die Halbwertsbreite ablesen, das ist die Breite der Linie an der Stelle, an der die Absorption die Hälfte ihres Maximalwertes $(n\varkappa)_m$ beträgt. Der Intensitätsabfall des Kontinuums nach der violetten Seite des Spektrums wurde berücksichtigt, indem die Ausschläge auf einen gleichmäßigen kontinuierlichen Grund umgerechnet wurden.

[1]) Chr. Füchtbauer und W. Hofmann, Ann. d. Phys. **43**, 96, 1914.

Ergebnisse für die hohen Serienlinien des Kaliums.

Mit dem Störgas Helium wurden die Linien 1s—6p bis 1s—26p, mit Argon 1s—9p bis 1s—20p und mit Neon 1s—9p bis 1s—22p gemessen. Die Tabellen 1, 2 und 3 enthalten die Meßergebnisse für Helium, Argon und Neon, wobei die gemessenen Verschiebungen in Å und in cm^{-1} ohne jede Umrechnung angegeben sind unter Angabe der benutzten Temperaturen und Drucke (Cels. und 1 Atm. = 760 mm Hg). Wie man aus den Tabellen sieht, genügten meistens zwei verschiedene Temperaturen für alle Glieder. Wenn man genügend schwach absorbierte,

Tabelle 1.

Kalium-Helium (Violettverschiebung).

Linie	$\Delta\lambda$ Å	$\Delta\nu$ cm^{-1}	$\Delta\lambda$ Å	$\Delta\nu$ cm^{-1}
	t = 267°; p = 3,44 Atm.		t = 297°; p = 3,62 Atm.	
1s— 6p	0,845	8,79	0,919	9,55
1s— 7p	0,999	10,85	0,980	10,64
	t = 373,5°; p = 5,05 Atm.		t = 395,5°; p = 5,13 Atm.	
1s— 9p	1,161	13,23	—	—
1s—10p	—	—	—	—
1s—11p	1,112	12,98	1,102	12,85
1s—12p	1,096	12,88	1,058	12,43
1s—13p	1,078	12,76	1,050	12,43
1s—14p	1,079	12,82	1,030	12,25
1s—15p	1,086	12,97	1,036	12,37
1s—16p	1,068	12,78	1,050	12,58
1s—17p	1,041	12,50	1,022	12,28
1s—18p	—	—	—	—
1s—19p	—	—	1,022	12,33
1s—20p	—	—	0,994	12,00
1s—21p	—	—	0,993	12,00
1s—22p	—	—	1,020	12,35
1s—23p	—	—	1,030	12,49
1s—24p	—	—	1,008	12,23
1s—25p	—	—	0,952	11,55
1s—26p	—	—	1,029	12,51

Tabelle 2.

Kalium-Argon (Rotverschiebung).

Linie	$\Delta\lambda$ Å	$\Delta\nu$ cm^{-1}
	$t = 390°$; $p = 4{,}60$ Atm.	
1 s — 9 p	1,509	17,18
1 s — 10 p	1,508	17,40
1 s — 11 p	1,571	18,32
1 s — 12 p	1,528	17,95
1 s — 13 p	1,590	18,82
	$t = 411°$; $p = 4{,}49$ Atm.	
1 s — 13 p	1,505	17,80
1 s — 14 p	1,489	17,71
1 s — 15 p	1,476	17,62
1 s — 16 p	—	—
1 s — 17 p	1,498	17,98
1 s — 18 p	1,465	17,62
1 s — 19 p	—	—
1 s — 20 p	1,454	17,58

Tabelle 3.

Kalium-Neon (Violettverschiebung).

Linie	$\Delta\lambda$ Å	$\Delta\nu$ cm^{-1}
	$t = 374°$; $p = 8{,}45$ Atm.	
1 s — 9 p	0,155	1,76
1 s — 10 p	0,192	2,27
1 s — 11 p	0,158	1,84
1 s — 12 p	0,144	1,69
1 s — 13 p	0,137	1,62
1 s — 14 p	0,098	1,16
1 s — 15 p	0,110	1,32
	$t = 442°$; $p = 7{,}20$ Atm.	
1 s — 15 p	0,076	0,91
1 s — 16 p	0,068	0,82
1 s — 17 p	0,047	0,57
1 s — 18 p	0,046	0,55
1 s — 19 p	0,045	0,54
1 s — 20 p	0,041	0,49
1 s — 21 p	0,033	0,40
1 s — 22 p	0,023	0,28

die Linien also nicht zu breit waren, konnten die mittleren Linien auf allen Platten gut gemessen werden und lieferten eine Kontrolle für die Meßgenauigkeit.

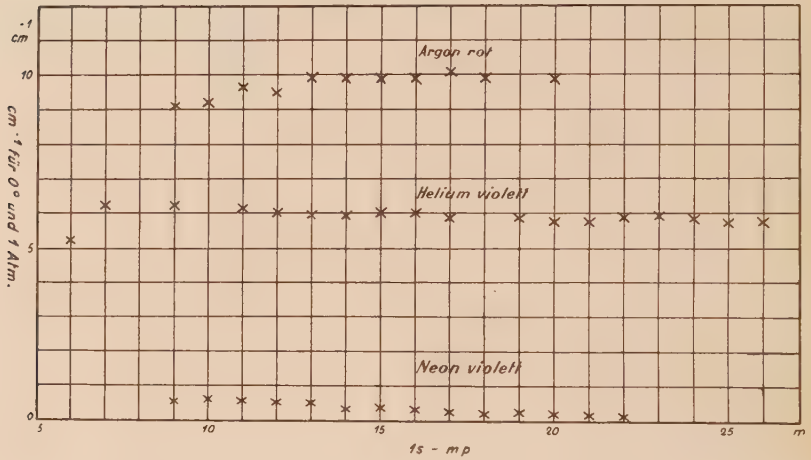
Tabelle 4.

$\Delta\nu$ (cm^{-1}) für 0° und 760 mm unter Annahme der Proportionalität mit der Dichte.

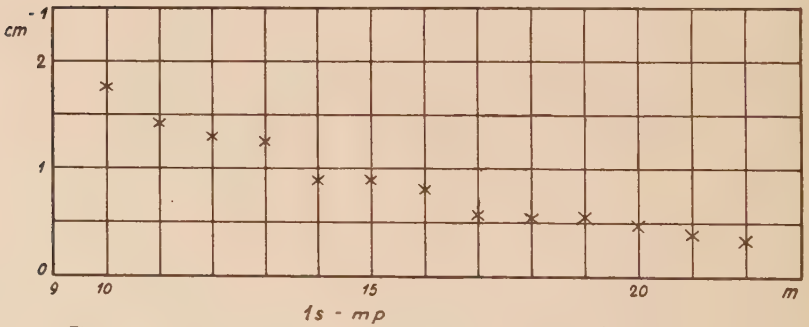
	Helium			Neon	Argon
Linie	1. Platte	2. Platte	Mittel	Platte	Platte
1 s — 6 p	5,05	5,51	5,28	—	—
1 s — 7 p	6,24	6,14	6,19	—	—
1 s — 8 p	—	—	—	—	—
1 s — 9 p	6,21	—	6,21	0,49	9,08
1 s — 10 p	—	—	—	0,64	9,20
1 s — 11 p	6,10	6,10	6,10	0,52	9,69
1 s — 12 p	6,04	5,93	5,99	0,48	9,50
1 s — 13 p	5,99	5,93	5,96	0,45	9,95
1 s — 14 p	6,02	5,85	5,94	0,32	9,89
1 s — 15 p	6,07	5,88	5,97	0,33	9,87
1 s — 16 p	6,02	6,00	6,01	0,30	9,87
1 s — 17 p	5,86	5,85	5,86	0,21	10,06
1 s — 18 p	—	—	—	0,20	9,87
1 s — 19 p	—	5,87	5,87	0,20	—
1 s — 20 p	—	5,72	5,72	0,18	9,85
1 s — 21 p	—	5,72	5,72	0,14	—
1 s — 22 p	—	5,88	5,88	0,14	—
1 s — 23 p	—	5,95	5,95	—	—
1 s — 24 p	—	5,83	5,83	—	—
1 s — 25 p	—	5,52	5,52	—	—
1 s — 26 p	—	5,95	5,95	—	—

Die Übereinstimmung der Werte für die zusammengehörigen Meßreihen sieht man aus Tabelle 4. Sie gibt die Verschiebung in cm^{-1} auf 0° und 1 Atm. reduziert an, wobei angenommen ist, daß die Verschiebung der Dichte proportional ist. Daß dieses nicht exakt ist, wird später gezeigt werden. Man sieht aber, daß die doppelt gemessenen Werte für Helium gut übereinstimmen. Zur Veranschaulichung sind die Mittelwerte der Tabelle 4 in der Figur 2 in Kurvenform dargestellt (also unter der Annahme,

daß die Verschiebung proportional der Dichte ist). Nach der Theorie von Fermi (l. c.) setzt sich die Verschiebung aus zwei Anteilen zusammen, von denen der eine proportional, der andere mit der $^4/_3$ Potenz der Dichte wächst. Der $^4/_3$ Anteil ist bei den Gasen Helium und Argon gegenüber dem proportionalen so



Figur 2. Kalium, verschoben durch Ar, He und Ne.



Figur 3. Kalium, verschoben durch Neon ($t = 442°$; $p = 7{,}20$ Atm.).

klein, daß er am Endresultat sehr wenig ändert. Dagegen sind beim Neon beide Anteile ungefähr gleich groß. Man kann also die Helium- und Argon-Werte ohne großen Fehler auf 0° und 1 Atm. reduzieren und in derartigen Kurven zusammenstellen, das Neon eigentlich nicht. Die Neonkurve wurde trotzdem mit eingezeichnet, damit man einen besseren Überblick über die

Größenverhältnisse der Verschiebung bei allen drei Gasen hat. Figur 3 gibt den Verlauf der Neonverschiebung mit den gemessenen, nicht reduzierten Werten. Die erste Neonplatte mußte allerdings auf den Druck und die Temperatur der zweiten umgerechnet werden, da man sonst nicht beide in einer Figur darstellen kann.

Die *Diskussion der Tabellen und Kurven* ergibt folgendes:

Die Verschiebung wird in allen Fällen gegen das Serienende zu konstant; meistens liegt die Änderung vom 15. Glied ab schon innerhalb der Fehlergrenzen.

Wenn man die Ergebnisse dieser Arbeit mit den von Füchtbauer und Gössler (l. c.) und von Gössler und Kundt (l. c.) beim Cäsium erhaltenen Werten vergleicht, sieht man, daß der Typus in allen Fällen erhalten bleibt; ja, der Endwert unterscheidet sich garnicht mehr sehr von dem Wert bei 1s—5p. Ein Vergleich meiner Werte mit denen, die Schulz (l. c.) beim Natrium fand, zeigte, daß die Grenzwerte dieser beiden Alkalien völlig gleich sind. Das Cäsium wird also auch denselben Grenzwert zeigen. Die Werte für die niedrigen Serienglieder weichen für die verschiedenen Alkalimetalle sicher voneinander ab. Trotzdem wird bei allen Alkalien der Gang der Verschiebung für die einzelnen Gase der nämliche sein.

Argon zeigt immer Rotverschiebung. Die Verschiebung nimmt mit dem Serienglied dauernd zu und erreicht den Grenzwert bei 1s—13p.

Helium verschiebt bei höheren Gliedern nach Violett. Die Verschiebung steigt bei 1s—6p noch an, hat zwischen 1s—7p und 1s—9p ein deutliches Maximum und fällt dann bis zum Grenzwert des Serienendes ab, der bei 1s—17p erreicht ist.

Neon hat nach Figur 3 einen ausgeprägten Abfall der Violettverschiebung. Das Maximum ist deutlicher als beim Helium. Hier wird der Grenzwert erst bei 1s—21p erreicht, der dann ungefähr $^1/_{60}$ von dem beim Helium beträgt. Die überaus kleine Verschiebung konnte trotzdem sehr genau gemessen werden, da das Neon sehr viel weniger verbreitert als die übrigen Gase, die Linien also sehr schmal waren.

Berechnung des Wirkungsquerschnittes der Störgase gegenüber langsamen Elektronen.

Für die niedrigen Serienlinien ist noch keine allseitig befriedigende Theorie gefunden, dagegen hat Fermi (l. c.) für die Verschiebung am Serienende Formeln angegeben. Die Theorie stützt sich auf die Wechselwirkung zwischen den Fremdatomen und dem Alkaliatomrest einmal und zum anderen zwischen Fremdatom und Leuchtelektron; denn bei den für den Grenzwert benutzten Linien und Dichten dieser Arbeit befinden sich innerhalb des Bahnradius des Kalium-Leuchtelektrons mehrere hundert bis einige tausend Störatome. Es setzt sich also die Verschiebung aus zwei Teilen zusammen:

1. Die Fremdatome werden durch das Feld des Atomrestes polarisiert. Diese Wirkung hängt von der Dielektrizitätskonstanten ab und erniedrigt die oberen Terme, hat also immer eine Rotverschiebung zur Folge. Die Formel, die Fermi für diesen Anteil angibt, lautet:

$$\Delta_\varepsilon = 20\ \frac{e^2\,(\varepsilon_0 - 1)\,n^{4/3}}{8\pi\,h\,c\,N}\ \mathrm{cm}^{-1}. \qquad (1)$$

Darin bedeutet ε_0 die Dielektrizitätskonstante des Störgases bei 0^0 und 760 mm[1]), n die Molekülzahl des Störgases pro cm^3 für den Druck und die Temperatur der Aufnahme und $N = 2{,}70 \cdot 10^{19}\ cm^{-3}$ gleich der Molekülzahl pro cm^3 bei 0^0 und 760 mm.

2. Der zweite Anteil entsteht durch die Wechselwirkung des Leuchtelektrons mit den Störatomen und hängt nach Fermi mit dem Wirkungsquerschnitt des Störgases gegenüber sehr langsamen Elektronen zusammen. Dieser Anteil überwiegt beim Helium und Argon. Die Formel lautet:

$$\Delta_\sigma = +\frac{h}{4\pi^{3/2} m c} \cdot n \sqrt{\sigma} = \pm 1{,}09 \cdot 10^{-11} \cdot n \sqrt{\sigma}\ \mathrm{cm}^{-1}. \qquad (2)$$

[1]) Landolt-Börnstein, Tabellen.

Es ist σ der Grenzwert des Stoßquerschnittes der Störatome gegenüber Elektronen mit der Geschwindigkeit 0. Der Anteil ist mit der Molekülzahl n proportional. Hier kann die Verschiebung nach Rot oder nach Violett gehen. Das Vorzeichen ergibt sich aus den Versuchen.

Berechnung der Wirkungsquerschnitte aus den Messungen.

Es wird der Verschiebungsanteil Δ_ε nach der Formel (1) mit dem speziellen ε_0 und dem $n^{4/3}$ für den Druck und die Temperatur der betreffenden Aufnahme berechnet. Damit benutzt man nicht die Annahme, daß die Verschiebung der Dichte des Störgases proportional ist. Alsdann wird der Mittelwert der gemessenen Verschiebungen für jede Platte gebildet, angefangen mit der Linie, bei der der Grenzwert erreicht ist. Von dieser Gesamtverschiebung Δ_ε unter Beachtung des Vorzeichens subtrahiert ergibt direkt Δ_σ. Aus der Formel (2) berechnet man den Stoßquerschnitt σ für das Einzelatom des Störgases. Dann ergibt sich nach Multiplikation mit $N/760 = 3{,}553 \cdot 10^{16}$ der übliche Wirkungsquerschnitt für die Summe aller in 1 cm^3 bei 1 mm Druck vorhandenen Atome. Erwähnt sei noch, daß die Verschiebung der Linien hier ganz als Verschiebung der hohen p-Terme angesehen wurde; eine eventuelle, bestimmt sehr kleine Verschiebung des 1 s-Terms ist also außer acht gelassen.

Für den 20 p-Term ergibt sich eine Bahngeschwindigkeit des Leuchtelektrons zu 0,034 Volt. Bis zu diesen Geschwindigkeiten gehen auch die elektrischen Bestimmungen des Wirkungsquerschnittes von H. B. Wahlin[1]) für Helium, die zum Vergleich herangezogen werden.

[1]) H. B. Wahlin, Phys. Rev. **37**, 260, 1931.

Wirkungsquerschnitt des Heliums.

Als Mittel der Glieder 1s—17p bis 1s—26p bekommt man aus der Tabelle 1 den Wert $\Delta\nu = 12{,}19\ \mathrm{cm}^{-1}$. Hierzu müssen dann noch die $0{,}04\ \mathrm{cm}^{-1}$ für den Einfluß der „Unverschobenen" addiert werden.

Dielektrizitätskonstante $\varepsilon_0 = 1{,}000074$.

Verschiebung $\Delta\nu = 12{,}23\ \mathrm{cm}^{-1}$ violett

$\Delta_\varepsilon = 0{,}55\ \mathrm{cm}^{-1}$ rot

$\Delta_\sigma = 12{,}78\ \mathrm{cm}^{-1}$ violett für $t = 395{,}5^0$; $p = 5{,}13$ Atm.

Dieser Verschiebungsanteil Δ_σ ist eine für den Vergleich mit anderen Ausrechnungsmethoden wesentliche Größe. Da Δ_σ der Dichte proportional ist, berechnet man zweckmäßig für Vergleiche den Wert von Δ_σ für 0^0 und 1 Atm.:

$$\Delta_\sigma = 6{,}1\ \mathrm{cm}^{-1} \text{ violett (für } 0^0 \text{ und 1 Atm.).}$$

Ferner kann man nach der Formel (2) berechnen: $\sigma = 4{,}29 \cdot 10^{-16}\ \mathrm{cm}^2$ und den

Wirkungsquerschnitt (Helium): W. Q. $= 15{,}3\ \mathrm{cm}^2/\mathrm{cm}^3$.

Aus Wahlins elektrischen Messungen berechnet man für den W. Q. von Helium gegen Elektronen von 0,03 Volt Geschwindigkeit $18{,}6\ \mathrm{cm}^2/\mathrm{cm}^3$. Schulz fand beim Natrium $15{,}8\ \mathrm{cm}^2/\mathrm{cm}^3$. Die optisch und elektrisch gemessenen Wirkungsquerschnitte stimmen also ziemlich gut überein. Die Theorie von Fermi scheint in der Hauptsache bestätigt zu sein. Der von Amaldi und Segrè gefundene Wert von $11{,}7\ \mathrm{cm}^2/\mathrm{cm}^3$ steht nicht in Widerspruch zu diesen Ergebnissen, sondern erklärt sich aus der größeren Fehlergrenze ihrer Verschiebungsmessung. Analog wird es beim Argon sein.

Wirkungsquerschnitt des Argons.

Das Mittel der Glieder 1s—13p bis 1s—20p ergibt den Wert $\Delta\nu = 17{,}70\ \mathrm{cm}^{-1}$. Eine Korrektion wie beim Helium ist hier nicht anzubringen, da für das Argon die „Unverschobene" mit 0,25 Atm. Argon aufgenommen und verrechnet wurde.

Dielektrizitätskonstante $\varepsilon_0 = 1{,}000574$.

Verschiebung $\Delta\nu = 17{,}72\ \mathrm{cm}^{-1}$ rot
$\Delta_\varepsilon = 3{,}47\ \mathrm{cm}^{-1}$ rot

$\Delta_\sigma = 14{,}25\ \mathrm{cm}^{-1}$ rot für $t = 411^0$; $p = 4{,}49$ Atm.

Für Vergleiche wird angegeben:

$\Delta_\sigma = 7{,}95\ \mathrm{cm}^{-1}$ rot (für 0^0 und 1 Atm.).

Nach der Formel (2): $\sigma = 7{,}3 \cdot 10^{-16}\ \mathrm{cm}^2$ und der

Wirkungsquerschnitt (Argon): W. Q. $= 25{,}9\ \mathrm{cm}^2/\mathrm{cm}^3$.

Für Natrium erhielt P. Schulz 23,9 $\mathrm{cm}^2/\mathrm{cm}^3$. Amaldi und Segrè fanden 42 $\mathrm{cm}^2/\mathrm{cm}^3$.

Beim Helium und Argon lieferte Δ_ε immer nur einen geringen Anteil zur Gesamtverschiebung. Anders ist es nun beim Neon.

Wirkungsquerschnitt des Neons.

Die Gesamtverschiebung ist sehr klein, es tritt also hier der Anteil Δ_ε gleichberechtigt neben Δ_σ. Wie man aus der Tabelle 3 und Figur 3 sieht, ist der Grenzwert der Verschiebung erst bei 1s—21p bis 1s—22p erreicht und ergibt:

$$\Delta\nu = 0{,}34 + 0{,}04 = 0{,}38\ \mathrm{cm}^{-1}.$$

Vielleicht sinkt der Grenzwert sogar noch etwas tiefer. Das würde aber sehr wenig Einfluß auf die hauptsächlich interessierende Größe Δ_σ haben; denn eine kleine Änderung von $\Delta\nu$ beeinflußt den Wert von Δ_σ nur sehr wenig. Dagegen hängt der angegebene

Wert von Δ_σ wesentlich von der Dielektrizitätskonstanten ε_0 des Neons ab.

Dielektrizitätskonstante $\varepsilon_0 = 1{,}000148$.

Verschiebung $\Delta\nu = 0{,}38\ \text{cm}^{-1}$ violett
$\Delta_\varepsilon = 1{,}58\ \text{cm}^{-1}$ rot

$\Delta_\sigma = 1{,}96\ \text{cm}^{-1}$ violett für $t = 442^0$; $p = 7{,}20$ Atm.

Für Vergleiche wird wieder angegeben:

$\Delta_\sigma = 0{,}71\ \text{cm}^{-1}$ violett (für 0^0 und 1 Atm.).

Und nach der Formel (2): $\sigma = 5{,}86 \cdot 10^{-18}\ \text{cm}^2$ und der

Wirkungsquerschnitt (Neon): W. Q. $= 0{,}21\ \text{cm}^2/\text{cm}^3$.

Schulz fand für Natrium W. Q. $= 0{,}25\ \text{cm}^2/\text{cm}^3$.

Wenn man die Ergebnisse zusammenfassend betrachtet, sieht man, daß beim Helium die aus der Verschiebung von Spektrallinien und aus elektrischer Messung erhaltenen Wirkungsquerschnitte genügend übereinstimmen. Man kann nun mit Hilfe der Formeln von Fermi die nicht elektrisch gemessenen Wirkungsquerschnitte von Gasen auf rein optischem Wege bestimmen. Für Argon und Neon sind oben die spektroskopischen W. Q.-Bestimmungen mitgeteilt; denn für diese Gase liegen elektrische Messungen, die zum Vergleich herangezogen werden könnten, bei so kleinen Voltgeschwindigkeiten nicht vor. Indes konnte K. Reinsberg in Rostock den Δ_σ-Anteil der Verschiebung von Argon direkt theoretisch berechnen. Er fand $\Delta_\sigma = 7{,}1\ \text{cm}^{-1}$. Die Übereinstimmung mit dem experimentellen Wert ist so gut, wie man erwarten kann.

Ergebnisse der Untersuchungen

mit der Silberresonanzlinie $1s—2p_1$ (3280,67 Å).

Zum Schluß seien noch die Resultate der Druckverschiebung und Druckverbreiterung der *Silber*linie in Tabellen angegeben und besprochen. Die fünf benutzten Edelgase waren: *Helium, Neon, Argon, Stickstoff* und *Wasserstoff.*

Tabelle 5.

Silber (3281 Å) — Verschiebung.

Fremdgas	t° Cels.	p Atm.	$\Delta\lambda$ Å	$\Delta\nu$ cm^{-1}	$\Delta\lambda\, cm^{-1}$ für 0° u. 1 Atm.	Mittel u. Richtung
He	739,7	9,71	0,013	0,121	0,046	0,051 violett
	743,0	9,71	0,016	0,149	0,057	
Ne	721,0	9,71	0,031	0,288	0,108	0,108 rot
	725,1	9,71	0,031	0,288	0,108	
Ar	738,1	9,71	0,075	0,697	0,266	0,264 rot
	737,9	9,71	0,074	0,687	0,262	
N_2	725,7	9,77	0,094	0,873	0,327	0,326 rot
	716,3	9,71	0,094	0,873	0,326	
H_2	717,8	4,90	0,036	0,334	0,248	0,235 rot
	727,6	4,87	0,033	0,307	0,231	
	755,9	9,76	0,065	0,604	0,233	
	740,0	9,73	0,065	0,604	0,230	

Die Tabelle 5 enthält die Verschiebung unter Angabe von Temperatur, Druck, gemessener Verschiebung in Å und cm^{-1} und endlich in cm^{-1} für 0° und 1 Atm. Helium verschiebt sehr schwach nach Violett, die anderen vier Gase nach Rot. Die Reihenfolge ist von der kleinsten Verschiebung angefangen: Neon, Wasserstoff, Argon, Stickstoff.

Tabelle 6.

Silber (3281 Å) — Verbreiterung.

Fremdgas	t° Cels.	p Atm.	h Å	$\Delta\lambda$ cm^{-1}	$\Delta\nu$ cm^{-1} für 0° und 1 Atm.		Verh. für $N_2 = 1$
He	831,5	9,71	0,304	2,82	1,18	1,15	1
	831,5	9,71	0,288	2,68	1,12		
Ne	826,9	9,71	0,249	2,32	0,96	0,96	0,83
	826,9	9,71	0,247	2,29	0,95		
Ar	826,4	7,78	0,262	2,43	1,26	1,26	1,09
	826,4	7,78	0,259	2,41	1,25		
N_2	831,5	8,75	0,272	2,53	1,17	1,15	1
	831,5	8,75	0,263	2,45	1,13		
H_2	826,1	4,91	0,272	2,52	2,07	1,99	1,73
	826,1	4,91	0,250	2,32	1,90		

Die Tabelle 6 bringt analog die Werte für die Verbreiterung durch diese fünf Gase (h = Halbwertsbreite). Dabei muß man berücksichtigen, daß durch den Begleiter bei den Linien die Halbwertsbreiten einen systematischen Fehler enthalten, und zwar erhält man die Werte etwas zu groß. In der rechten Spalte der Tabelle 6 sind die Verhältnisse der Verbreiterung angegeben bezogen auf Stickstoff gleich 1. Diese weichen alle sehr wenig voneinander ab mit Ausnahme des Wasserstoffs, der sehr viel stärker verbreitert.

Zusammenfassend kann man folgendes sagen: Die gemessenen Verschiebungen sind zwar sehr klein, aber mit dem lichtelektrischen Photometer doch eindeutig meßbar. Die Reihenfolge der Größe der Verschiebungen ist dieselbe, wie sie von Füchtbauer und Gössler (l. c.) für die Cäsiumlinie (4555 Å) gefunden wurde. Die Ergebnisse der Verbreiterung sind nur als Relativmessungen zu verwerten. Ein direkter Vergleich mit anderen Metallen ist nicht möglich, da die analogen Linien meistens noch nicht gemessen sind.

Zusammenfassung.

Es wird die Verschiebung der höheren Serienglieder (1s—6p bis 1s—26p bzw. 1s—9p bis 1s—22p) des Kaliums durch die Fremdgase Helium, Neon und Argon gemessen.

Die Ergebnisse sind folgende:

1. Ar verschiebt nach Rot, He und Ne nach Violett.
2. Die Verschiebung wird in allen drei Fällen gegen das Serienende zu konstant und stimmt mit dem beim Natrium von P. Schulz erhaltenen Werten überein.
3. Aus den Grenzwerten der Verschiebung werden die Wirkungsquerschnitte der Störgase gegenüber sehr langsamen Elektronen berechnet.

Außerdem wird die Verschiebung und Verbreiterung der Silberresonanzlinie $1s—2p_1$ (3281 Å) durch die fünf Gase Helium, Neon, Argon, Stickstoff und Wasserstoff untersucht.

Die Ergebnisse sind folgende:

1. He verschiebt sehr schwach nach Violett, Ne, H_2, Ar, N_2 zunehmend nach Rot.
2. H_2 verbreitert erheblich stärker als die anderen Gase.

Die vorliegende Arbeit wurde auf Anregung und unter Leitung von Herrn Professor Dr. Chr. Füchtbauer im Physikalischen Institut der Universität Rostock ausgeführt. Es ist mir ein besonderes Bedürfnis, Herrn Professor Füchtbauer für das dauernde, fördernde Interesse, das er dieser Arbeit entgegenbrachte, meinen aufrichtigsten Dank auszusprechen.

Der Helmholtz-Gesellschaft und der Notgemeinschaft der Deutschen Wissenschaft sei auf diesem Wege nochmals für die freundliche Überlassung von Apparaten gedankt, der Linde-A.-G. für die überaus reinen Edelgase.

Lebenslauf.

Ich, Adolf-Friedrich Brandt, bin geboren am 2. März 1909 in Wittenförden (Schwerin-Land) als Sohn des Hofbesitzers Adolf Brandt. Ich bin Reichsdeutscher, habe das ev.-luth. Glaubensbekenntnis und bin arischer Abstammung. 1915—1918 besuchte ich die Vorschule in Schwerin, darauf das Gymnasium Fridericianum in Schwerin, an dem ich Ostern 1928 die Reifeprüfung bestand. Die ersten fünf Semester studierte ich in Marburg und Kiel Naturwissenschaften und Turnen. In Kiel legte ich die Turn- und Sportlehrerprüfung ab. In Rostock studierte ich vom W. S. 1930/31 bis S. S. 1932 Naturwissenschaften und dann bis zum W. S. 1934/35 Physik. Im April 1933 habe ich mich mit Liselotte Baar, Tocher des Oberingenieurs H. Baar zu Rostock, verheiratet. Seit dem 3. 7. 1933 gehöre ich der S. A. an.